

Dynamique de la moyenne atmosphère et des ondes atmosphériques

8) La variabilité aux moyennes latitudes et les réchauffements stratosphériques soudains

a) La propagation verticale des ondes planétaires

- Observations
- Modèle simple
- Déferlement et effet sur l'écoulement moyen

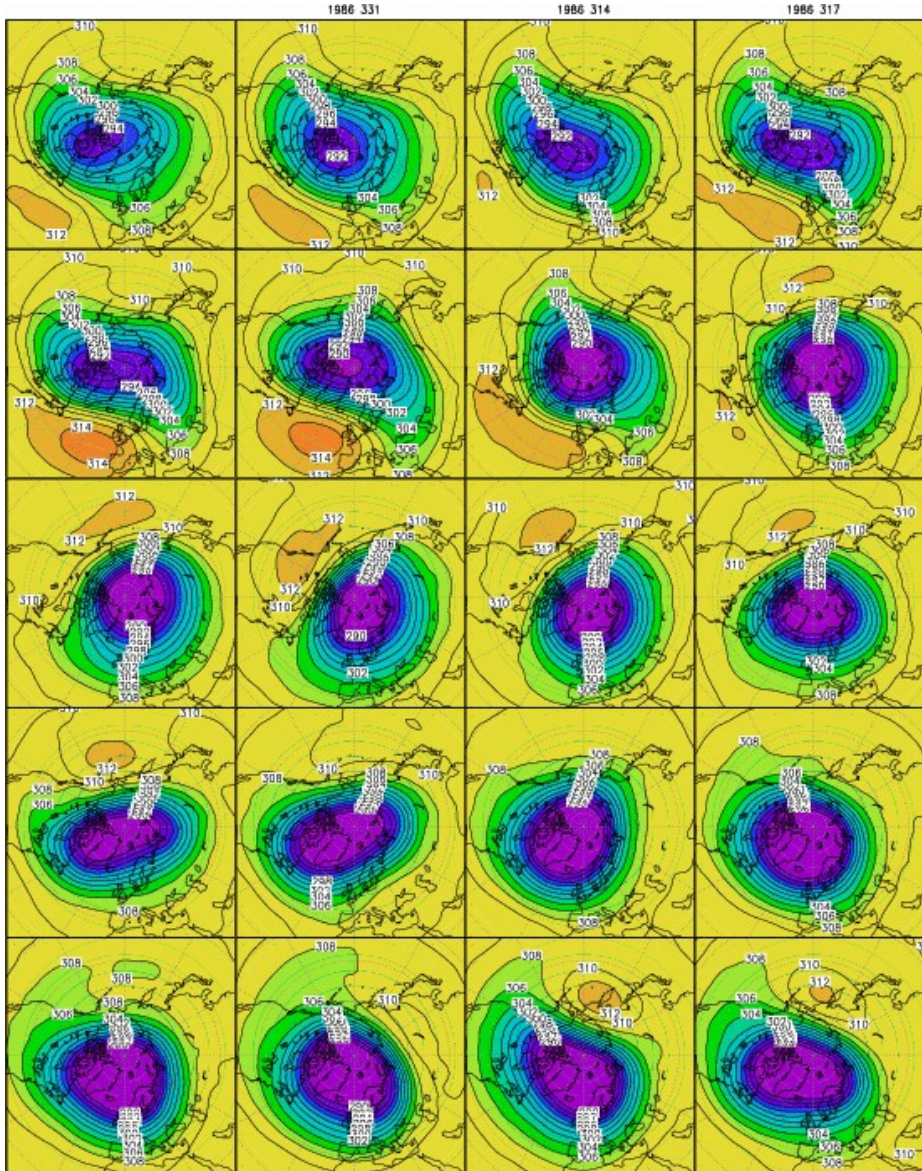
b) La variabilité dans la moyenne atmosphère

- La variabilité en moyenne zonale et la variabilité des ondes
- Les réchauffements stratosphériques soudains
- L'Oscillation Arctique, influence de la stratosphère sur le climat près du sol

a) La propagation verticale des ondes planétaires

observations

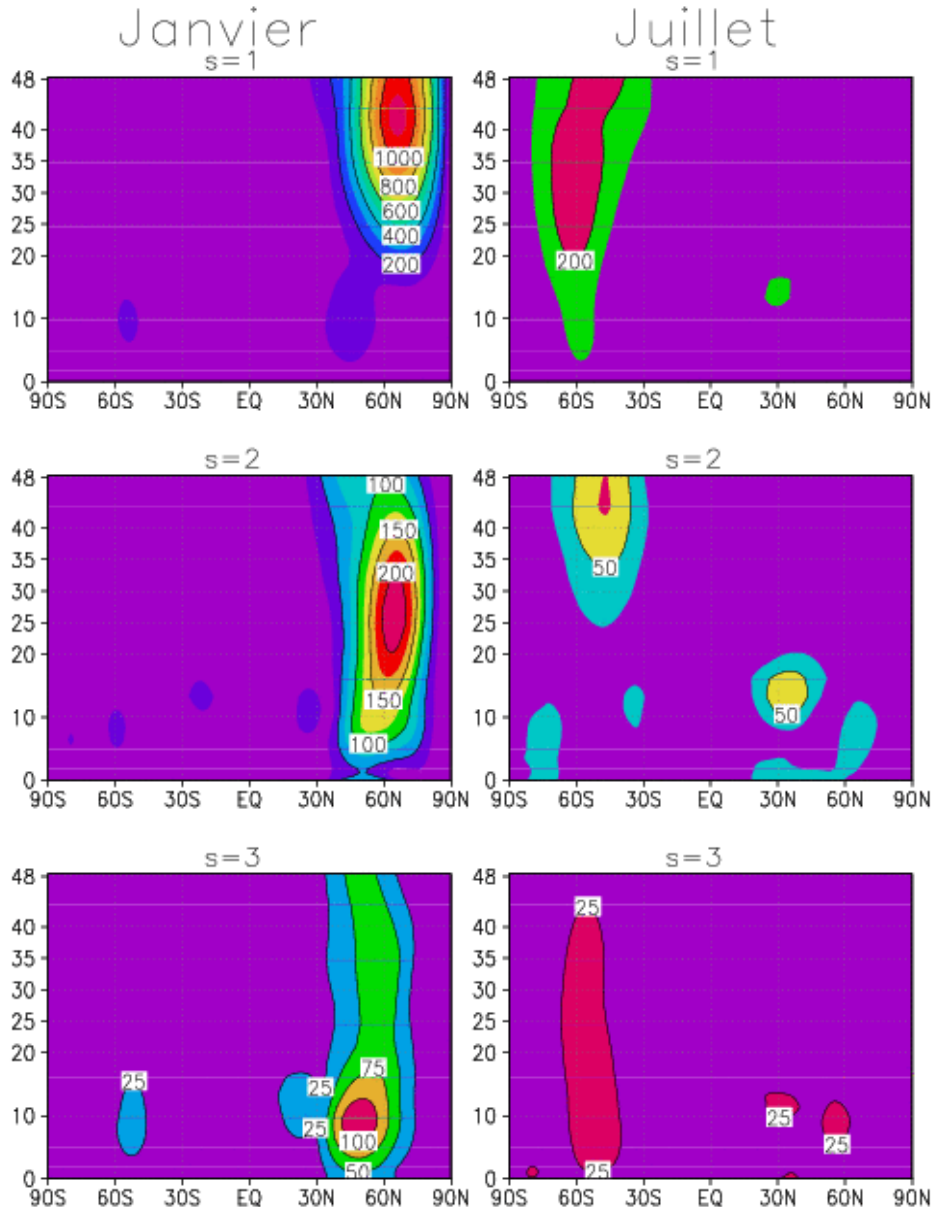
Hauteur géopotentielle ($Z=\Phi/g$)
à 10hPa ($z\sim 32\text{km}$),
Décembre 1986,
une carte tout les 3 jours



- Il s'agit du vortex polaire Arctique
- Noter l'échelle très grande de sa déformation
- L'évolution assez lente de sa déformation

a) La propagation verticale des ondes planétaires

observations



Moyenne mensuelle de Φ ,
données CEPPMT (1981-2000),
analyse harmonique.

Analyse harmonique du géopotentiel un
jour donné:

$$\Phi(\phi, \lambda, z, t) = \sum_{s=0}^{\infty} \hat{\Phi}_s(\lambda, z, t) e^{is\phi}$$

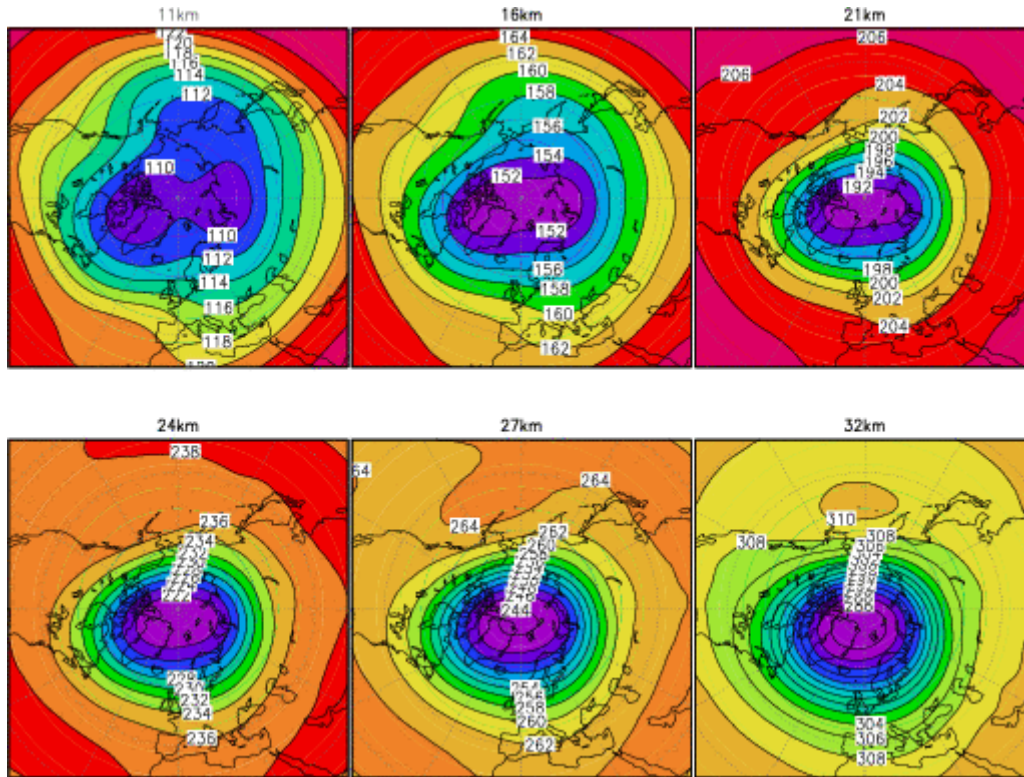
- Seules les ondes 1 et 2 passent dans la stratosphère
- Les ondes planétaires ne passent qu'en Hiver
- L'onde 1 domine

a) La propagation verticale des ondes planétaires

observations

Composante stationnaire de la déformation du vortex polaire.

Onde planétaire stationnaire: moyenne en Décembre de $Z=\Phi/g$ à 11km, 16km, 21km, 24km, 27km, et 32km



- Noter le lent changement de phase avec l'altitude ($\sim -\pi/4$ entre 16km, et 32km)
- Noter l'échelle très grande de sa déformation

a) La propagation verticale des ondes planétaires

Modèle simple

Approximation du Plan β

- Equations hydrostatiques et en coordonnées Log-Pression

- Formulation dans le plan β et séparation $\Phi = \Phi_0(z) + \Phi_e$

$$x = a \cos \phi_0 (\lambda - \lambda_0), \quad y = a (\phi - \phi_0)$$

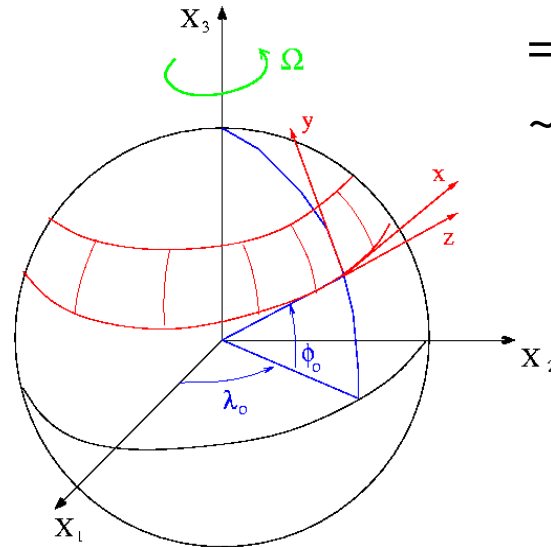
$$\frac{Du}{Dt} - \left(2\Omega \sin \phi + \frac{u \tan \phi}{a} \right) v + \frac{\Phi_\lambda}{a \cos \phi} = X$$

$$\frac{Dv}{Dt} + \left(2\Omega \sin \phi + \frac{u \tan \phi}{a} \right) u + \frac{\Phi_\phi}{a} = Y$$

$$\Phi_z = \frac{RT}{H}$$

$$\frac{u_\lambda + (v \cos \phi)_\phi}{a \cos \phi} + \frac{(\rho_0 w)_z}{\rho_0} = 0$$

$$\frac{D\theta}{Dt} = Q$$



$$2\Omega \sin \phi$$

$$= 2\Omega \sin \phi_0 + 2\Omega \cos \phi_0 (\phi - \phi_0)$$

$$\sim f_0 + \beta y = f$$

$$\frac{Du}{Dt} - f v + \frac{\partial \Phi_e}{\partial x} = X$$

$$\frac{Dv}{Dt} + f u + \frac{\partial \Phi_e}{\partial y} = Y$$

$$u_x + v_y + \frac{(\rho_0 w)_z}{\rho_0} = 0$$

$$\frac{D}{Dt} \frac{\partial \Phi_e}{\partial z} + N^2 w = J$$

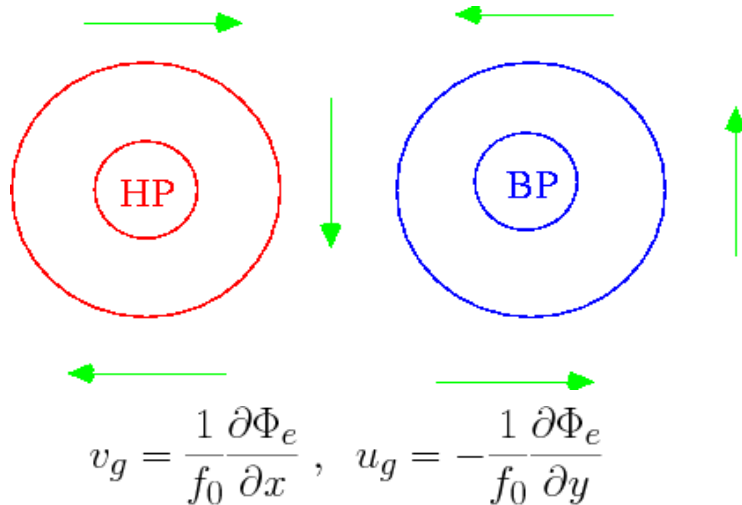
où:

$$N^2 = \Phi_{0zz} + \frac{\kappa}{H} \Phi_{0z}$$

a) La propagation verticale des ondes planétaires

Modèle simple

Approximation Quasi-Géostrophique et moyenne Eulérienne



La vitesse géostrophique est non-divergente

Equations quasi-géostrophiques:

$$D_g u_g - f_0 v - \beta y v_g + \frac{\partial \Phi_e}{\partial x} = X$$

$$D_g v_g + f_0 u + \beta y u_g + \frac{\partial \Phi_e}{\partial y} = Y$$

$$u_x + v_y + \frac{(\rho_0 w)_z}{\rho_0} = 0$$

$$D_g \frac{\partial \Phi_e}{\partial z} + N^2 w = J$$

$$\text{où: } D_g = \partial_t + u_g \partial_x + v_g \partial_y$$

- Séparation Ondes écoulement moyen:

$$u_g = \bar{u}_g + u_g', \quad v_g = v_g', \quad \Phi_e = \bar{\Phi} + \Phi'$$

Les équations pour les moyennes Eulérienne s'écrivent:

(cas sans forçage moyen ni dissipation moyenne)

$$\partial_t \bar{u}_g - f_0 \bar{v} = - (\overline{v_g' u_g'})_y$$

$$\bar{v}_y + \frac{(\rho_0 \bar{w})_z}{\rho_0} = 0$$

$$\partial_t \bar{\Phi}_z + N^2 \bar{w} = - (\overline{v_g' \Phi_z'})_y$$

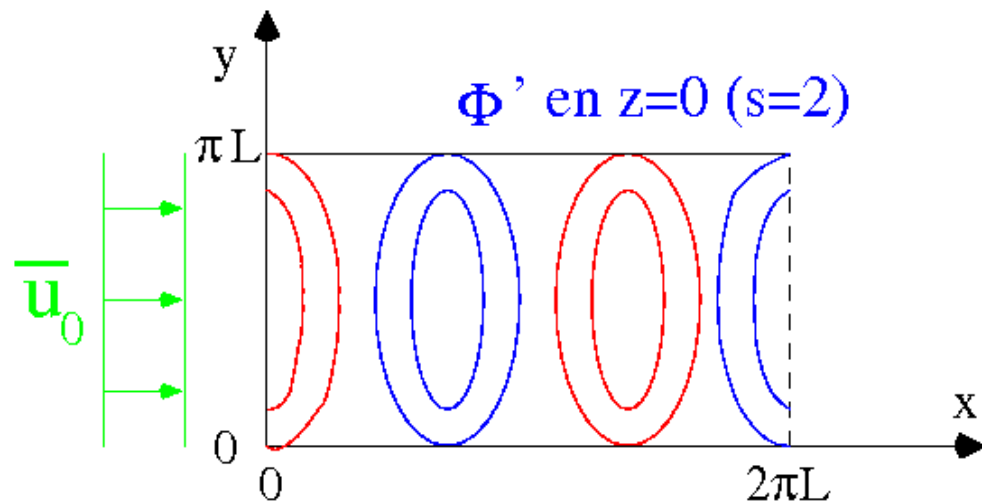
Remarque: \bar{u}_g et $\bar{\Phi}$ sont liés par la relation du vent thermique:

$$f_0 \bar{u}_{gz} = -\bar{\Phi}_{zy}$$

a) La propagation verticale des ondes planétaires

Modèle simple

Equations pour une onde linéaire stationnaire forcée par une fluctuation stationnaire du potentiel à la tropopause
(idéalisisation de l'effet des montagnes et des contrastes terre-océan)



Equations QG, perturbation dans un écoulement de base stationnaire: ($\bar{u}_g = \bar{u}_0 = \text{cte}$):

$$\bar{u}_0 \partial_x u'_g - f_0 v' - \beta y v'_g = -\partial_x \Phi'$$

$$\bar{u}_0 \partial_x v'_g + f_0 u' + \beta y u'_g = -\partial_y \Phi'$$

$$\bar{u}_0 \partial_x \Phi'_z + N^2 w' = 0$$

$$u'_x + v'_y + \frac{(\rho_0 w')_z}{\rho_0} = 0$$

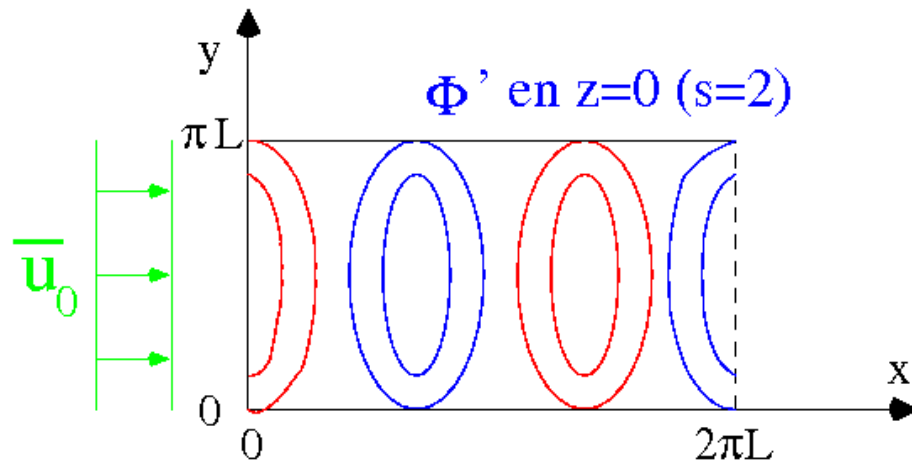
D'où l'on déduit l'équation du tourbillon potentielle pour la perturbation:

$$\bar{u}_0 \partial_x \left(\Phi'_{xx} + \Phi'_{yy} + \frac{f_0^2}{\rho_0} \left(\frac{\rho_0 \Phi'_z}{N^2} \right)_z \right) + \beta \Phi'_x = 0$$

a) La propagation verticale des ondes planétaires

Modèle simple

Equations pour une onde linéaire stationnaire (suite)



Conditions aux limites:

$$v'_g = 0 \text{ en } y=0, \pi L$$

$$\Phi' = \text{Re}\{\Phi_r \sin ly e^{+ikx}\} \text{ en } z=0$$

($l=1/L$, et $k=s/L$, $s=1, 2, 3, \dots$)

On prend aussi Φ_r réel positif

Pour le cas $N^2 = \text{cte}$, on cherche une solution du type:

$$\Phi' = \Re\{\hat{\varphi}(z) \sin ly e^{+ikx} e^{z/2H}\}$$

Et toujours, $k > 0$ par convention. Ce qui donne:

$$\hat{\varphi}_{zz} + \underbrace{\left(\frac{N^2}{f_0^2} \left(\frac{\beta}{\bar{u}_0} - k^2 - l^2 \right) - \frac{1}{4H^2} \right)}_{Q(z)} \hat{\varphi} = 0$$

Pas de propagation verticale si $u_0 < 0$ (Hémisphère d'été)

Seule des ondes relativement longues se propagent verticalement lorsque $u_0 > 0$

Un faible $u_0 > 0$ favorise le passage d'un plus grand nombre d'ondes (phase finale d'un réchauffement stratosphérique soudain)

a) La propagation verticale des ondes planétaires

Modèle simple

Structure verticale d'une onde linéaire-stationnaire

Dans la direction verticale lorsque $Q > 0$, la solution est du type:

$$\hat{\varphi}(z) = \Phi_r e^{+imz} \text{ où } m = \epsilon \sqrt{Q} \text{ et } \epsilon = \pm 1$$

Pour déterminer ϵ on doit calculer la vitesse de groupe dans la direction verticale:

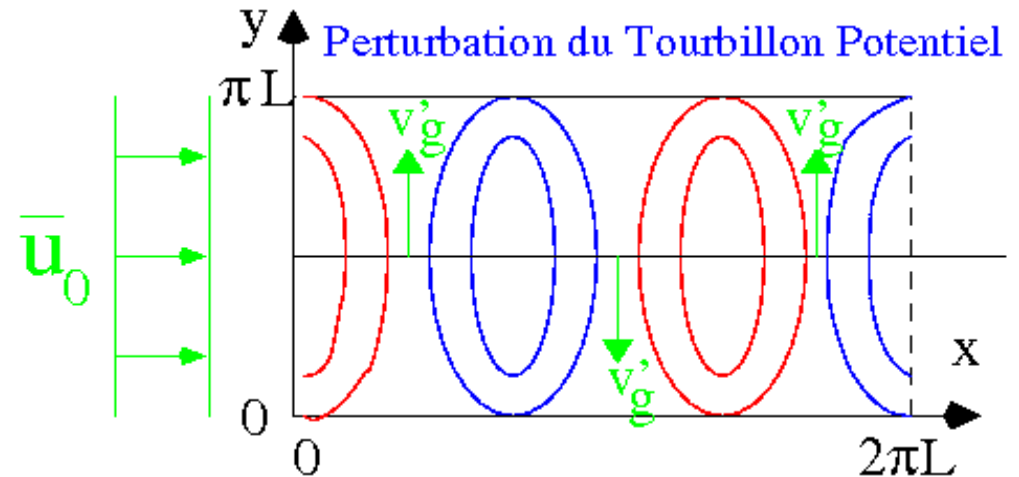
$$C_{gz} = \frac{\partial \hat{\omega}}{\partial m}$$

où $\hat{\omega} = -k\bar{u}_0$ est la fréquence intrinsèque de la perturbation. Elle satisfait la relation de dispersion:

$$\hat{\omega} = \frac{-\beta k}{k^2 + l^2 + \frac{f_0^2}{N^2} \left(m^2 + \frac{1}{4H^2} \right)}$$

De cette relation, et pour avoir $C_{gz} > 0$ on déduit que $\epsilon = +1$ (soit $m > 0$).

Il s'agit d'ondes de Rossby:



$$\bar{u}_0 \partial_x \left(\Phi'_{xx} + \Phi'_{yy} + \frac{f_0^2}{\rho_0} \left(\frac{\rho_0 \Phi'_z}{N^2} \right)_z \right) + \beta v'_g = 0$$

TP du à l'onde

Transport de TP planétaire par l'onde

a) La propagation verticale des ondes planétaires

Déferlement et effet sur l'écoulement moyen

Flux de chaleur et de quantité de mouvement dus à une onde linéaire stationnaire Quasi-Géostrophique (ici piégée en latitude!!)

Rappel de la solution:

$$\hat{\Phi} = \Phi_r \sin ly e^{+ikx+imz} e^{z/2H}$$

Fluxs:

$$\begin{aligned} -\overline{v'_g u'_g} &= -\frac{1}{2} \Re(\hat{v}_g^* \hat{u}_g) = 0 \\ -\overline{v'_g \Phi'_z} &= -\frac{1}{2} \Re(\hat{v}_g^* \hat{\Phi}_z) = -\frac{km}{2f_0} \Phi_r^2 \sin^2 ly e^{z/H} \end{aligned}$$

$$\overline{w^*} = \overline{w} + \frac{1}{N^2} (\overline{v'_g \Phi'_z})_y, \quad \overline{v^*} = \overline{v} - \frac{1}{\rho_0} \left(\frac{\rho_0}{N^2} \overline{v'_g \Phi'_z} \right)_z$$

Au 2d ordre, cela revient à inclure à la vitesse verticale, la dérive de Stokes:

$$\overline{w(\vec{x} + \vec{\xi}(\vec{x}, t), t)} = \overline{w} + \overline{w_S} \approx \overline{w^*}$$

L'absence de flux horizontal de QM est liée au piégeage latérale, ce n'est pas une propriété générale des ondes planétaires

L'onde produit un flux de chaleur, ce qui est normal

Ce flux est divergent dans le cas linéaire stationnaire et non-dissipatif, en contradiction avec le théorème de non-interaction d'Eliassen et Palm (1961)

Pour éviter que ce terme ne chauffe l'écoulement moyen, dans le cas linéaire stationnaire et non-dissipatif, on l'intègre à la vitesse verticale.

a) La propagation verticale des ondes planétaires

Déferlement et effet sur l'écoulement moyen

Rappel cours 2: Intégration du flux de chaleur dans la circulation moyenne
(Formalisme en moyenne Eulérienne transformée)

Rappel du formalisme général:

Définition de la circulation méridienne résiduelle:

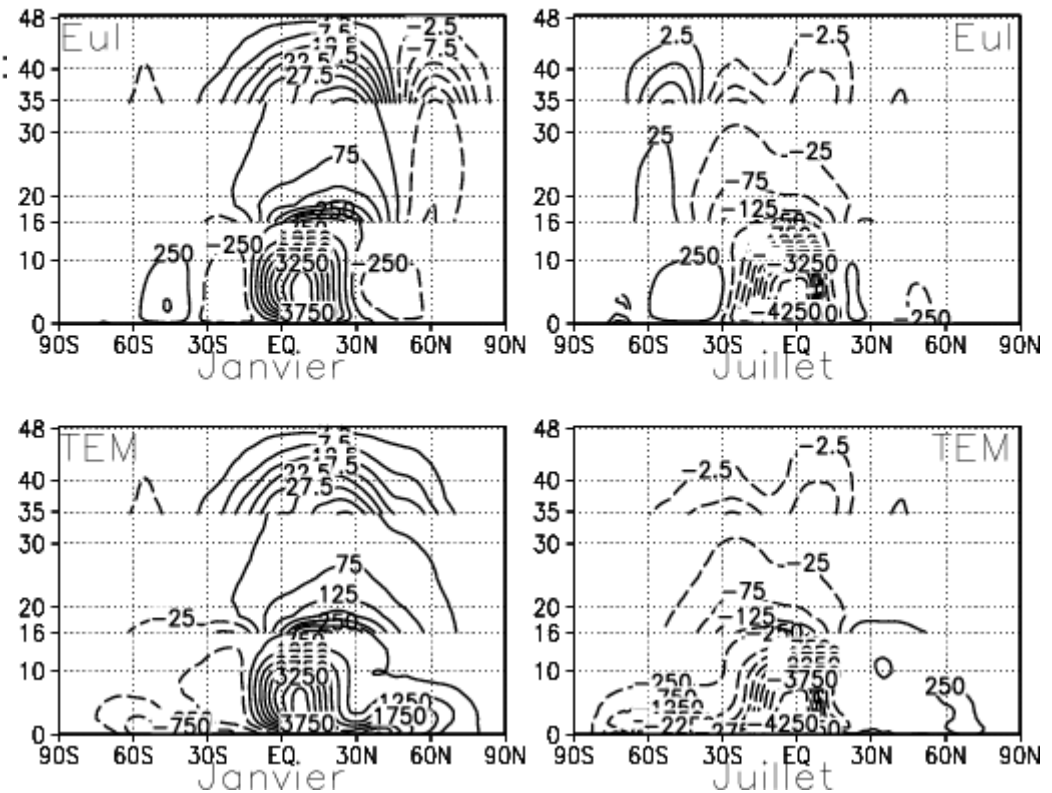
$$\bar{v}^* = \bar{v} - \rho_0^{-1} (\rho_0 \overline{v'\theta'} / \bar{\theta}_z)_z$$

$$\bar{w}^* = \bar{w} + (a \cos \phi)^{-1} (\cos \phi \overline{v'\theta'} / \bar{\theta}_z)_\phi$$

Fonction de courant:

$$\frac{\partial \Psi^*}{\partial z} = -\rho_0 \cos \phi \bar{v}^*$$

Fonction de courant de la circulation
Meridienne. CEPPMT 1981–2000



a) La propagation verticale des ondes planétaires

Déferlement et effet sur l'écoulement moyen

Le flux d'Eliassen et Palm

Modèle simple:

$$\partial_t \bar{u}_g - f_0 \bar{v}^* = + \frac{1}{\rho_0} \vec{\nabla} \cdot \vec{F}$$

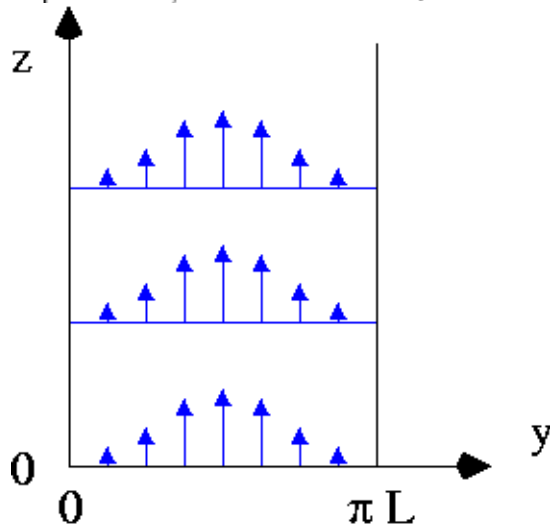
$$\bar{v}^*_y + \frac{(\rho_0 \bar{w}^*)_z}{\rho_0} = 0$$

$$\partial_t \bar{\Phi}_z + N^2 \bar{w}^* = \underbrace{-\alpha \bar{\Phi}_z}_{\text{Flux IR}}$$

Où le flux d'Eliassen Palm:

$$\vec{F} = \left(-\overline{\rho_0 v'_g u'_g}, \frac{f_0 \rho_0}{N^2} \overline{v'_g \Phi'_z} \right)$$

Pour notre onde linéaire stationnaire et non-dissipative, on vérifie $\vec{\nabla} \cdot \vec{F} = 0$.



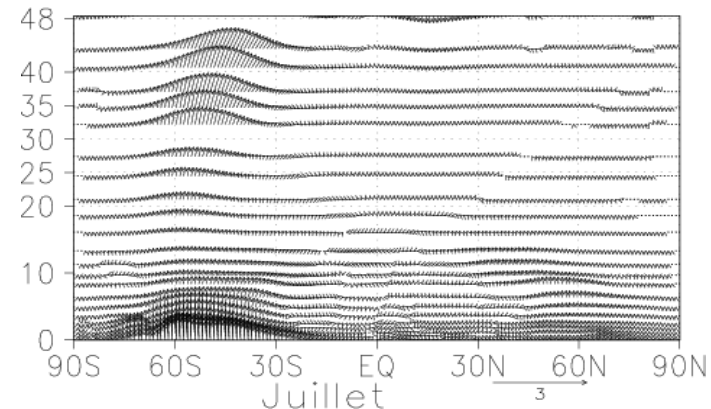
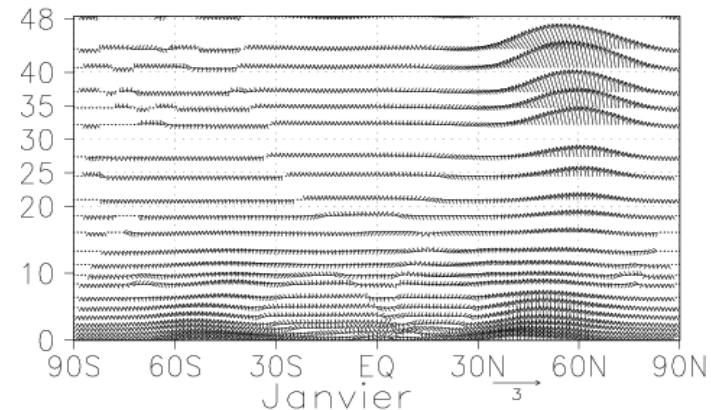
Observations:

Rappel du formalisme général:

$$F(\phi) = \rho_0 a \cos \phi (\bar{u}_z \bar{v}'\theta' / \bar{\theta}_z - \bar{v}'u')$$

$$F(z) = \rho_0 a \cos \phi \left(\left(f - \frac{(\bar{u} \cos \phi) \phi}{a \cos \phi} \right) \bar{v}'\theta' / \bar{\theta}_z - \bar{w}'u' \right)$$

CEPPMT (81-00) E-P Fluxes



a) La propagation verticale des ondes planétaires

Déferlement et effet sur l'écoulement moyen

Observation et critère de déferlement

Critère: $l u_g' \approx u_0$

(Effets non-linéaires importants)

$$\frac{\Phi_r l}{f_0} e^{z/2H} < \bar{u}_0$$

Pour $z < z_B = 2H \ln \frac{f_0 \bar{u}_0}{l \Phi_r}$,

$$\hat{\Phi} = \Phi_r \sin ly e^{+ikx+imz+z/2H}$$

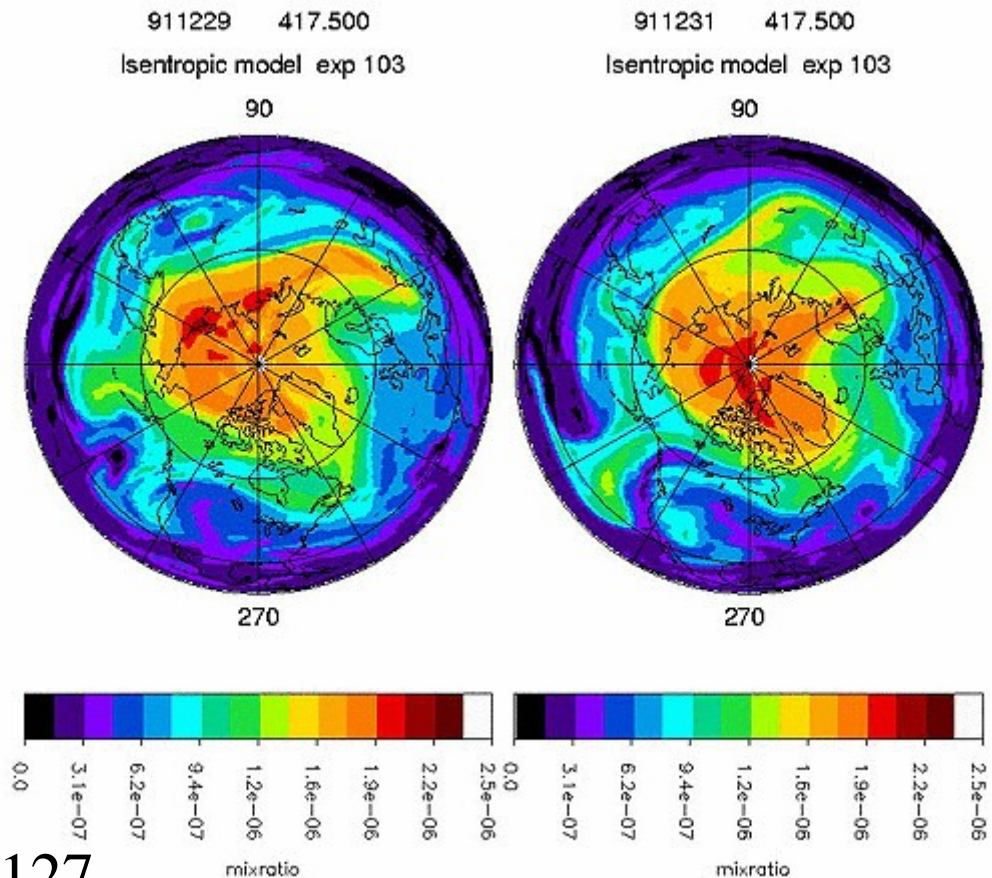
$$F^z = \frac{km\rho_r}{2N^2} \Phi_r^2 \sin^2 ly = F_r \sin^2 ly$$

Pour $z > z_B$

$$\hat{\Phi} = \Phi_r \sin ly e^{+ikx+imz+z_B/2H}$$

$$F^z = F_r \sin^2 ly e^{(z_B-z)/H}$$

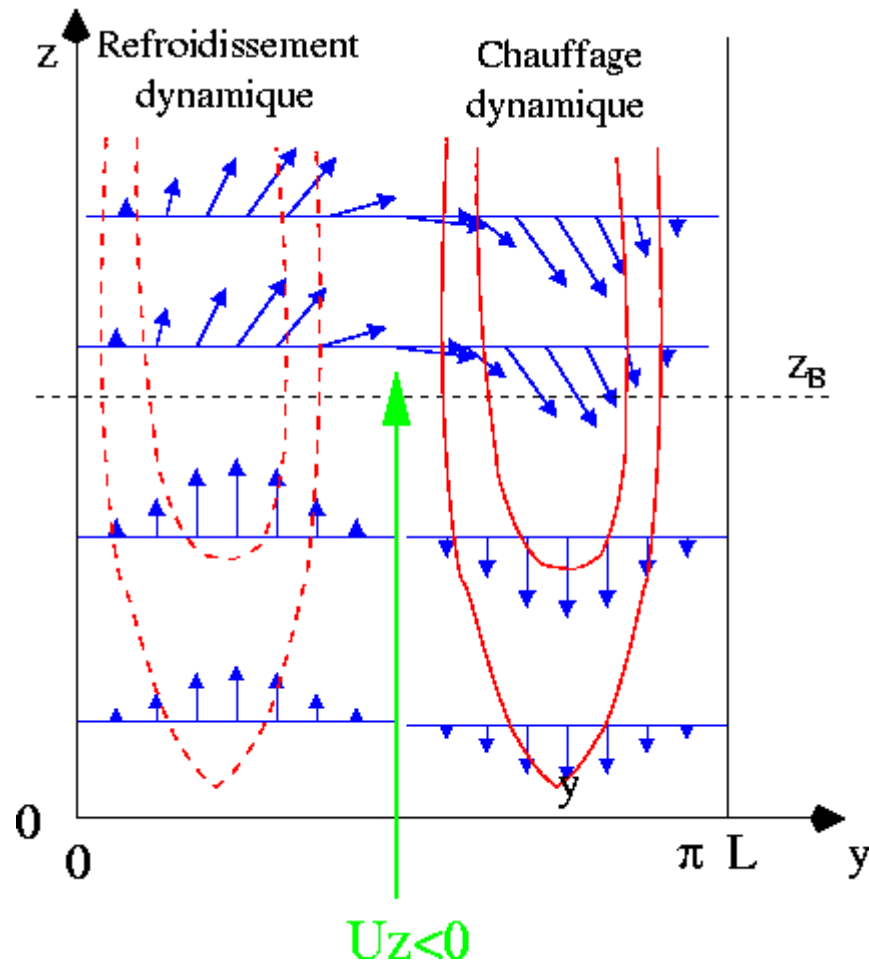
Illustration du mélange sur des surfaces isentropes: ici l'ozone mais il en serait de même pour le tourbillon potentiel



a) La propagation verticale des ondes planétaires

Déferlement et effet sur l'écoulement moyen

Réponse Stationnaire de l'écoulement moyen (en présence d'un refroidissement IR moyen, α)



Solution stationnaire:

$$-f_0 \bar{v}^* = \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial F^z}{\partial z}$$

Pour $z > z_B$:

$$\bar{v}^* = + \frac{F_r}{\rho_r f_0 H} \sin^2 ly e^{z_B/H}$$

Pour $z < z_B$:

$$\bar{v}^* = 0$$

Intégration de l'équation de continuité:

Pour $z > z_B$:

$$\bar{w}^* = + \frac{2lF_r}{\rho_r f_0} \sin ly \cos ly e^{z_B/H}$$

Pour $z < z_B$:

$$\bar{w}^* = + \frac{2lF_r}{\rho_r f_0} \sin ly \cos ly e^{z/H}$$

Effet sur la Temperature:

$$\bar{\Phi}_z = - \frac{N^2}{\alpha} \bar{w}^*$$

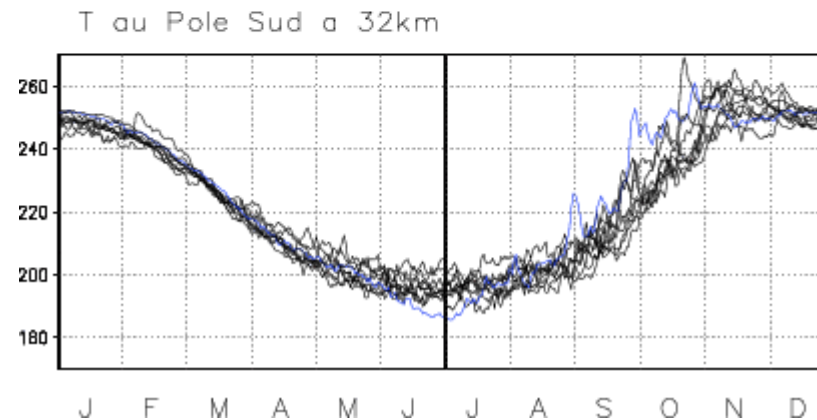
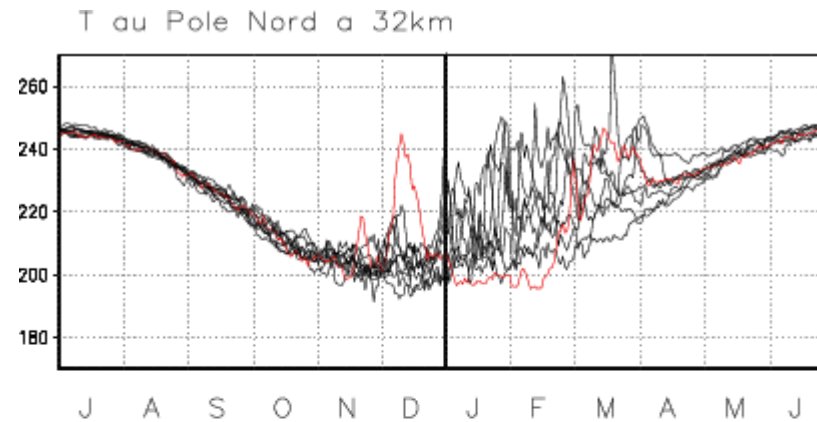
Effet sur le vent moyen via:

$$f_0 \bar{u}_{gz} = - \frac{\partial}{\partial y} \bar{\Phi}_z$$

b) La variabilité dans la moyenne atmosphère

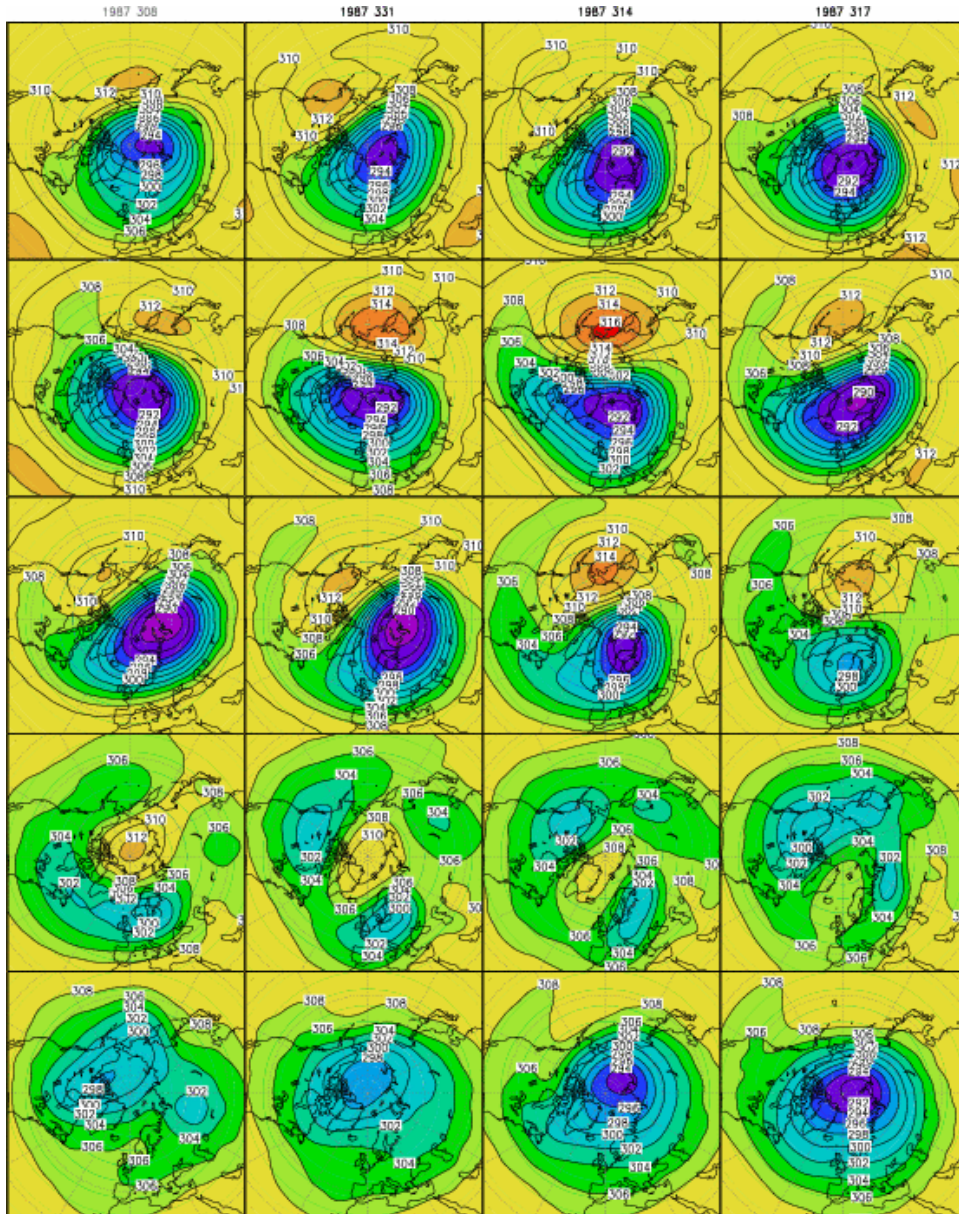
La variabilité dans la moyenne atmosphère et les réchauffement stratosphériques soudains

Les Températures moyennes aux pôles



b) La variabilité dans la moyenne atmosphère

La variabilité dans la moyenne atmosphère et les réchauffement stratosphériques soudains



**Un réchauffement stratosphérique:
Cartes de Z à 32km,
tout les 3 Jours en Déc. 1987**

Certains mois en Hiver de l'hémisphère Nord l'activité des ondes planétaires est très forte

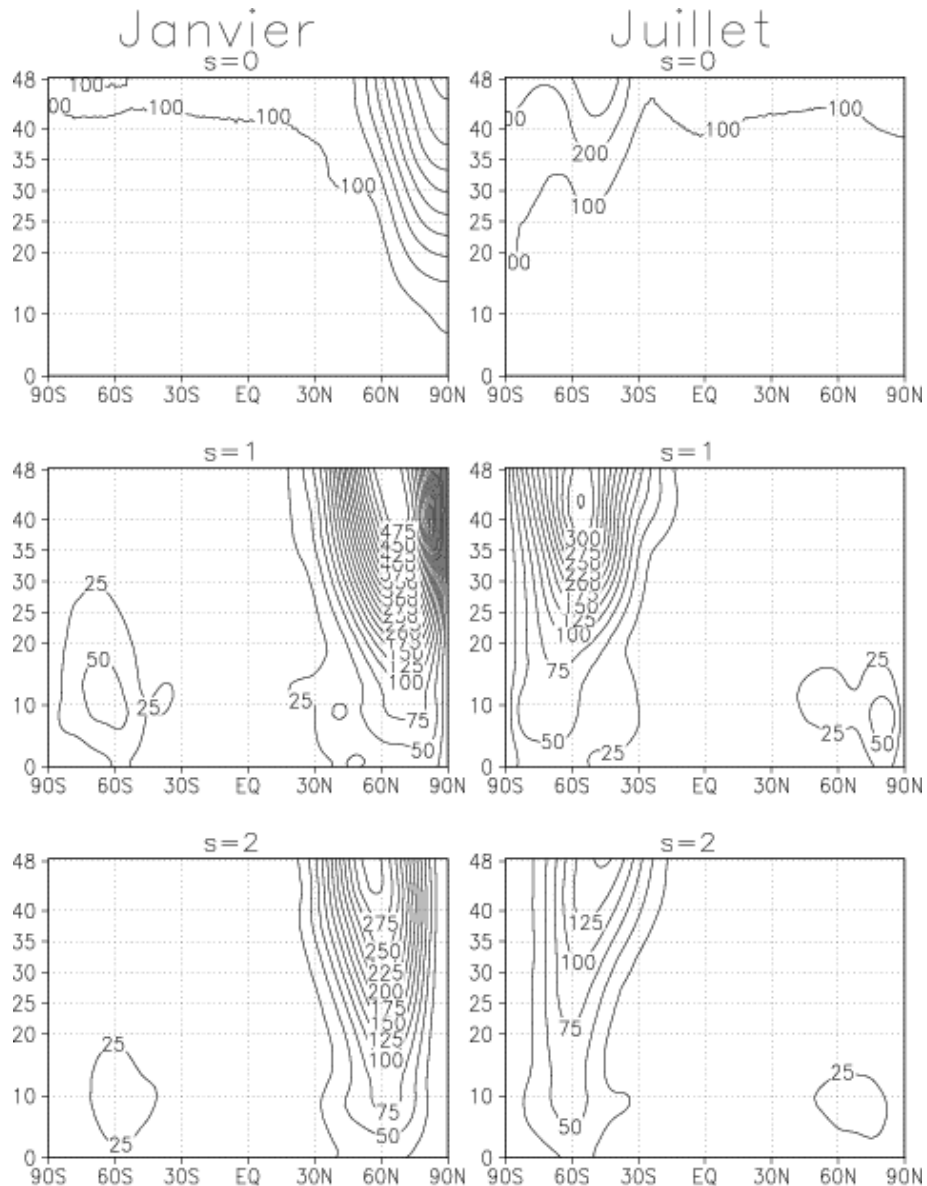
Lors de ces épisodes le réchauffement des régions polaires par les ondes est encore plus fort

Noter tout d'abord la forte activité de l'onde 1, puis l'apparition de l'onde 2 lorsque le réchauffement est maximum

Noter aussi la reconstruction du vortex polaire à la fin

b) La variabilité dans la moyenne atmosphère

La variabilité dans la moyenne atmosphère et les réchauffement stratosphériques soudains



Déviatiion standard de la Moyenne mensuelle de Φ sur la période 1981-2000, donnée CEPPMT, analyse harmonique.

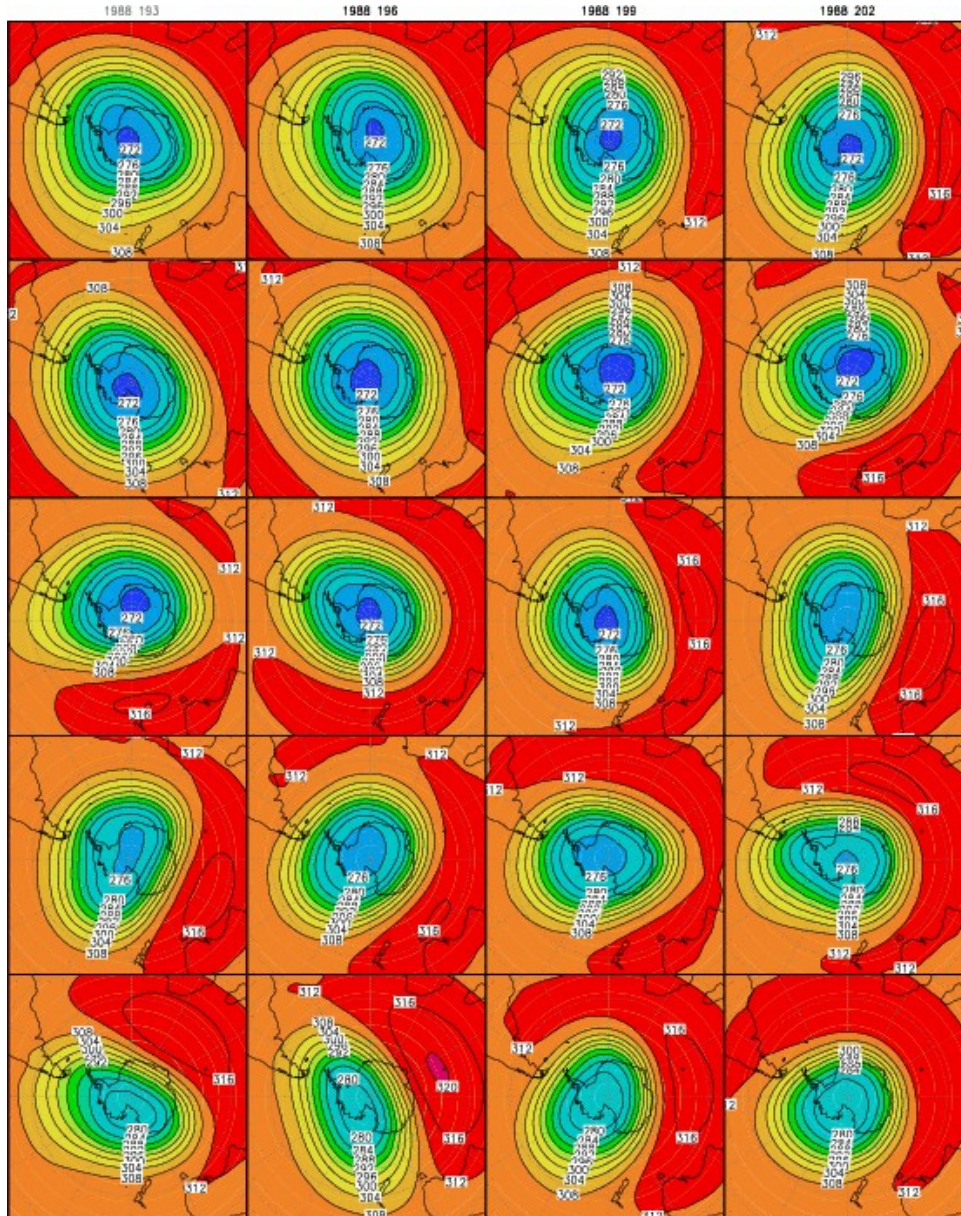
Analyse harmonique du géopotential un jour donné:

$$\Phi(\phi, \lambda, z, t) = \sum_{s=0}^{\infty} \hat{\Phi}_s(\lambda, z, t) e^{is\phi}$$

- On retrouve bien que la variabilité de l'écoulement moyen est la plus forte dans l'Hem. Nord en Hiver
- Il en est de même de la variabilité des ondes

b) La variabilité dans la moyenne atmosphère

La variabilité dans la moyenne atmosphère et les réchauffement stratosphériques soudains



Hémisphère sud, Aout-Sept 1988,
Z à 32km, tout les 3 jours:

Une certaine variabilité du vortex lors du réchauffement relatif

Très rarement de ruptures

Les masses d'air polaire dans la stratosphère de l'Hémisphère Sud restent très isolées, ce qui rend facile la destruction de l'Ozone dans ces régions et durant la nuit polaire

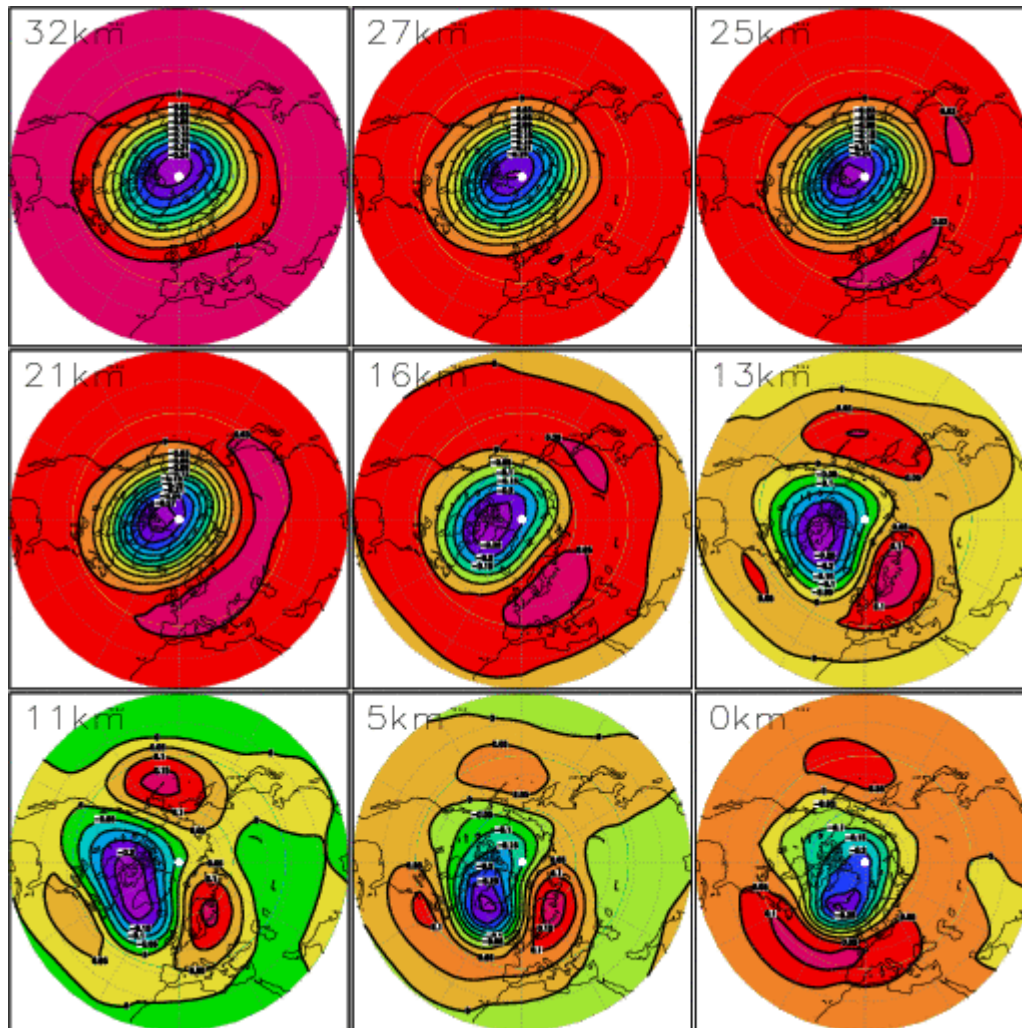
Rappel: la circulation de BD ne rentre pas dans ce vortex (elle n'y apporte pas l'Ozone depuis les latitudes tropicales)

b) La variabilité dans la moyenne atmosphère

L'Oscillation Arctique, Influence de la stratosphère sur le climat au sol

Analyse en composantes principales de la variabilité du géopotentiel dans l'Hémisphère Nord (après soustraction du cycle annuel).

Cartes du 1er EOF à différentes altitudes données NCEP 1981-2000



A bas niveau, il s'agit du premier mode de variabilité du climat dans la troposphère

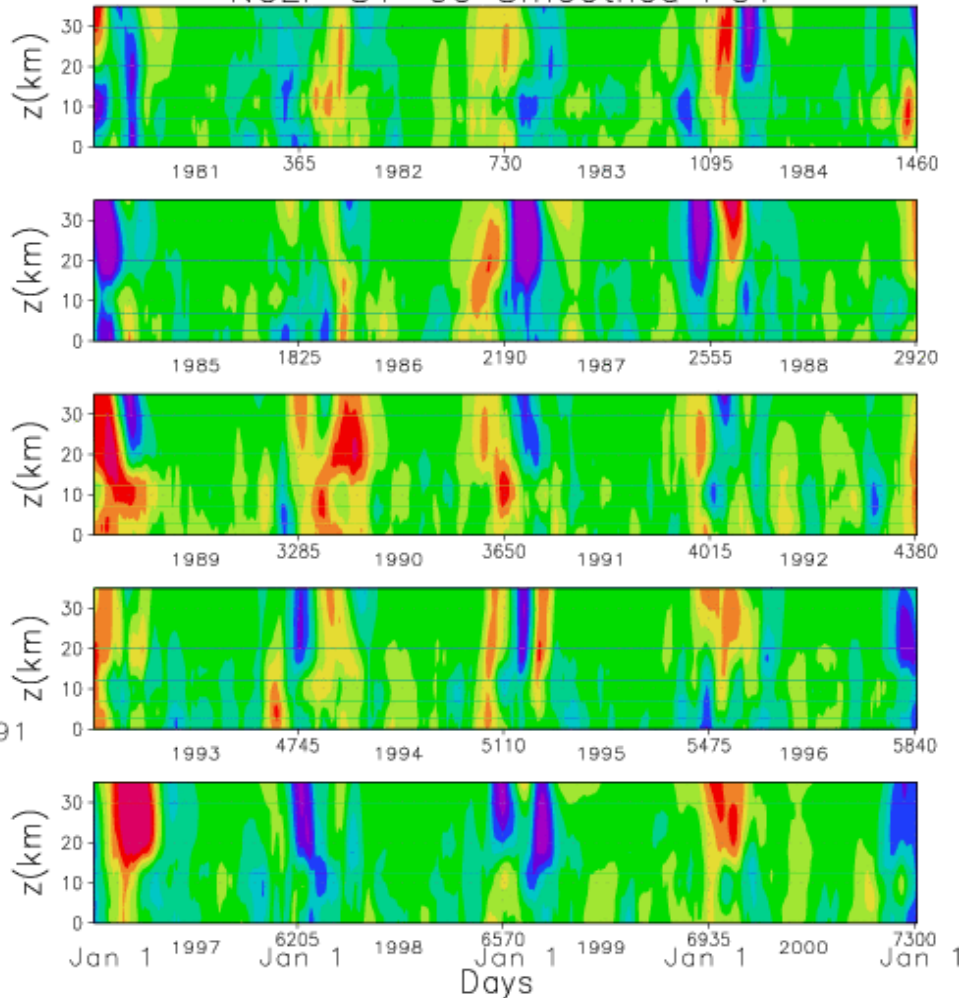
b) La variabilité dans la moyenne atmosphère

L'Oscillation Arctique, Influence de la stratosphère sur le climat au sol

Analyse en composantes principales de la variabilité du géopotentiel dans l'Hémisphère Nord (après soustraction du cycle annuel).

Evolution de la 1ère PC, en fonction du temps et de l'altitude
données NCEP 1981-2000

NCEP 81-00 Smoothed PC1



Noter parfois que le signal dans la stratosphère précède celui dans la troposphère

Mécanisme de type QBO mais prenant en compte les interactions entre les ondes planétaires et l'écoulement moyen